

2

IN THE UNITED STATES PATENT AND TRADEMARK OFFICE

In re the Application of:

BYOUNG-SEUNG HMA

For: **METHOD AND APPARATUS FOR
MODULATING OPTICAL SIGNALS BASED
ON A DARK RESONANCE - UTILITY**

1c903 U.S. PTO
09/899650
07/05/01

Honorable Commissioner of
Patents and Trademarks
Washington, D.C. 20231

Request for Priority

Sir:

Applicant respectfully requests a convention priority for the above-captioned application, namely
Republic of Korea application number 2000-38721 filed July 6, 2000.

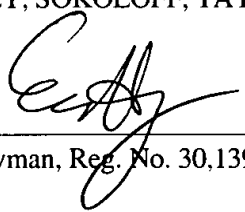
☒ A certified copy of the document is being submitted herewith.

Respectfully submitted,

BLAKELY, SOKOLOFF, TAYLOR & ZAFMAN

Dated: _____

7/5/01


Eric S. Hyman, Reg. No. 30,139

12400 Wilshire Blvd., 7th Floor
Los Angeles, California 90025
Telephone: (310) 207-3800

<Priority Document Translation>

THE KOREAN INDUSTRIAL
PROPERTY OFFICE

This is to certify that the following application annexed
hereto is a true copy from the records of the Korean Industrial
Property Office.

Application Number : 2000-38721 (Patent)

Date of Application : July 06, 2000

Applicant(s) : ELECTRONICS AND TELECOMMUNICATIONS
RESEARCH INSTITUTE

April 30, 2001

COMMISSIONER



JC903 U.S. PTO
09/899650
07/05/01

별첨 사본은 아래 출원의 원본과 동일함을 증명함.

This is to certify that the following application annexed hereto is a true copy from the records of the Korean Intellectual Property Office.

출원번호 : 특허출원 2000년 제 38721 호
Application Number

출원년월일 : 2000년 07월 06일
Date of Application

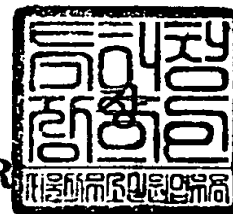
출원인 : 함병승
Applicant(s)



2001 년 04 월 30 일

특 허 청

COMMISSIONER



【서류명】	특허출원서
【권리구분】	특허
【수신처】	특허청장
【참조번호】	0001
【제출일자】	2000.07.06
【발명의 명칭】	양자변조기
【발명의 영문명칭】	Quantum modulator
【출원인】	
【성명】	함병승
【출원인코드】	4-2000-029144-2
【발명자】	
【성명】	함병승
【출원인코드】	4-2000-029144-2
【심사청구】	청구
【취지】	특허법 제42조의 규정에 의한 출원, 특허법 제60조의 규정에 의한 출원심사를 청구합니다. 출원인 함병승 (인)
【수수료】	
【기본출원료】	20 면 39,000 원
【가산출원료】	2 면 6,800 원
【우선권주장료】	0 건 0 원
【심사청구료】	3 항 205,000 원
【합계】	250,800 원
【감면사유】	개인 (70%감면)
【감면후 수수료】	75,300 원
【기타】	출원서 부분(정본) 1통
【첨부서류】	1. 요약서·명세서(도면)_2통

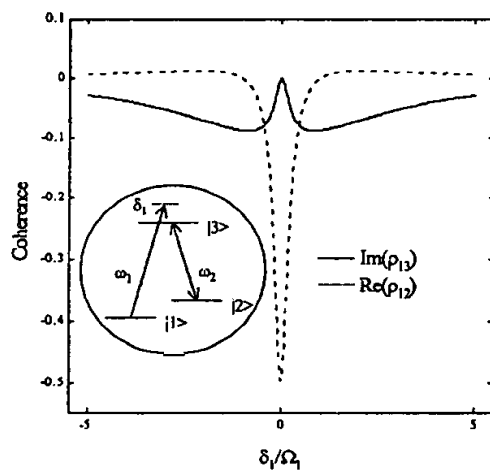
【요약서】

【요약】

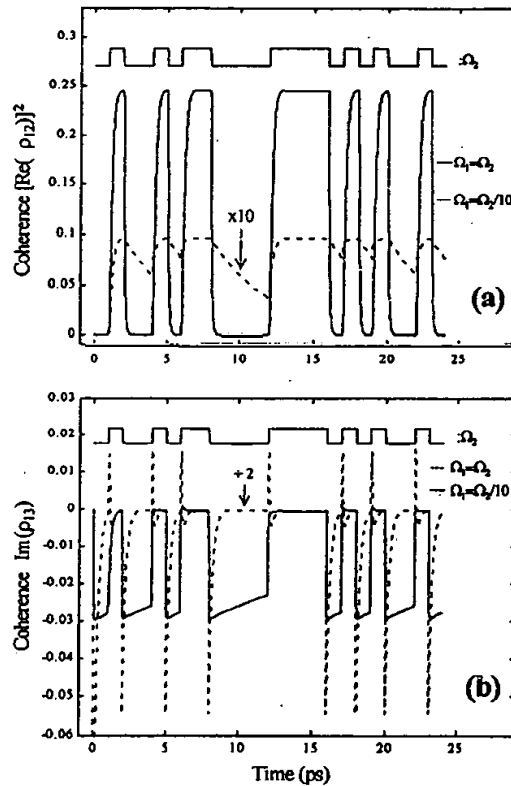
본 발명은 광변조기에 관한 것으로 3 단 에너지계의 물질에 2 개의 전자기파가 상호작용할 때 생기는 비흡수 공진 (dark resonance)을 유도하는 변화된 단양자 굴절률 (refractive index) 과 두양자 굴절률을 이용하여 초광대역 광변조를 위한 양자변조기의 이론 및 구조를 제공한다.

【대표도】

[도 1]



[도 2]



【색인어】

양자변조기, 광변조기, 비흡수 공진, 전자기 유도투과, 비축퇴 4 파장섞임, 두양자 결맞음

【명세서】

【발명의 명칭】

양자변조기 {Quantum modulator}

【도면의 간단한 설명】

도 1 은 양자변조기를 위한 3 단 에너지계와 그에 작용하는 2 개 전자기파의 상호 작용에 따른 단양자 (실선) 와 두양자 (점선) 굴절을 변화 (상태밀도함수 계산); $\Gamma_{31} = \Gamma_{32} = 5$ THz, $\gamma_{31} = \gamma_{32} = 10$ THz, $\gamma_{12} = 10$ GHz, $\Gamma_{12} = 1$ GHz, $\Omega_2 = 10$ THz, 전자기파 펄스 길이 = 1 ps; Γ_{ij} 와 γ_{ij} 는 각각 에너지 준위 $|i\rangle$ 에서 $|j\rangle$ 로 천이하는 population relaxation time T_1 과 phase relaxation time T_2 의 역수.

도 2 는 (a) 두양자 (b) 단양자 굴절을 변화에 따른 1 THz 광변조 (상태밀도함수 계산); $\Gamma_{31} = \Gamma_{32} = 5$ THz, $\gamma_{31} = \gamma_{32} = 10$ THz, $\gamma_{12} = 10$ GHz, $\Gamma_{12} = 1$ GHz, $\Omega_2 = 6$ THz.

도 3 은 (a) 두양자 굴절을 변화에 따른 10 THz 광변조 (상태밀도함수 계산); $\Gamma_{31} = \Gamma_{32} = 5$ THz, $\gamma_{31} = \gamma_{32} = 10$ THz, $\gamma_{12} = 5$ THz, $\Gamma_{12} = 2$ THz, $\Omega_1 = \Omega_2 = 10$ THz. (b) 시간에 따른 단양자 (점선), 두양자 (실선) 유도 결맞음 세기

도 4 는 비흡수 공진 (두양자 굴절을 변화)에 기초한 양자변조기 구조; ω_1 은 cw, ω_2 는 변조신호, ω_d 는 변조된 신호. (a) 3 단 에너지 준위에 작용하는 비축퇴 4 파장섞 음진행을 위한 (b) 같은방향구도 (forward propagating scheme), (c) 반대방향구도 (backward propagating scheme); BS, Beam splitter.

도 5 는 비흡수 공진 (단양자 굴절을 변화)에 기초한 양자변조기 구조; (a) 전자기 파 유도투과를 위한 3 단 에너지계에 작용하는 두 전자기파, (b) 같은방향 진행구도

(forward propagating scheme).

도 6 은 도 2(b)의 각각의 변조된 신호 $[Im(\rho_{13})]$ 의 앞단에서 나타나는 이득근거.

【발명의 상세한 설명】

【발명의 목적】

【발명이 속하는 기술분야 및 그 분야의 종래기술】

- <7> 본 발명은 초광대역 양자변조기의 원리 및 구조에 관한 것이다.
- <8> 본 발명 양자변조기의 원리는, 기존의 광변조기의 원리 및 기술과는 근본적으로 다르며, 전계흡수형 (electro-absorption) 광변조기 기술에 있어서의 속도한계인 RC 시간 상수나 이동파 (traveling wave) 변조기에 있어서의 전자기파 - 광파 속도일치 조건이나 Mach-Zehnder 간섭계를 이용하는 전광 (electro-optic) 변조기에 있어 굴절을 변화에 필요한 물질의 relaxation time에 구속되지 않는, 비흡수 공진 현상에 기초하는 단양자 굴절을 변화와 두양자 굴절을 변화를 이용하는 THz 이상의 초광대역 양자변조기에 관한 것이다.

【발명이 이루고자 하는 기술적 과제】

- <9> 본 발명은 두 전자기파가 3 단 에너지계에 작용할 때 일어나는 비흡수공진 현상인 단양자 굴절을 변화 즉 전자기 유도투과와, 두양자 굴절을 변화를 이용한 비축퇴 4 파장 섞임을 이용하여 THz 이상의 초광대역 양자변조기의 이론 및 구조를 제공한다.

【발명의 구성 및 작용】

- <10> 상기 기술적 과제를 달성하기 위해 다음과 같이 도면을 설명한다. 도 1 의 inset은

양자변조기를 구현하기 위해 2 개의 전자기파 (ω_1 , ω_2) 가 작용하는 물질의 에너지 준위 ($|1\rangle$, $|2\rangle$, $|3\rangle$)를 나타낸다. 도 1 의 inset에서 $|1\rangle$, $|2\rangle$, $|3\rangle$ 은 순차적으로 커 가는 에너지 준위를 나타내며 ω_1 , ω_2 는 각각 낮은 에너지 준위 $|1\rangle$, $|2\rangle$ 에서 높은 에너지 준위 $|3\rangle$ 에 작용하는 전자기파의 주파수를 나타낸다. 전자기파 ω_1 과 ω_2 의 상호작용은 $|1\rangle$ - $|2\rangle$ 에 두양자 결맞음 $\text{Re}(\rho_{12})$ 을 유도하고, 이 두양자 결맞음은 ω_2 와 같은 혹은 비슷한 다른 전자기파 ω_p 에 의해 비축된 4 파장섞임파 ω_d ($\omega_d = \omega_1 + \omega_2 - \omega_p$)로 검출될 수 있으며 그 광학적 세기는 $[\text{Re}(\rho_{12})]^2$ 에 비례한다 (Phys. Rev. A Vol. 59, (1999) APS, USA, B. S. Ham, P. R. Hemmer, and M. S. Shahriar, Efficient phase conjugation via two-photon coherence in an optically dense crystal, pp. R2583-6).

여기서 ρ_{ij} 는 에너지 준위 $|i\rangle$ 와 $|j\rangle$ 사이의 상태밀도 함수를 나타내며 이들 신호 변환 효율의 우수함은 이미 비흡수 공진 (For ark resonance: Opt. Lett. Vol. 3 (1978) OSA, USA, H. R. Gray, R. M. Whitley, and C. R. Stroud, Jr., Coherent trapping of atomic populations, pp. 218-220; For electromagnetically induced transparency (EIT): Phys. Rev. Lett. Vol. 66 (1991) APS, USA, K. J. Boller, A. Imamoglu, and S. E. Harris, Observation of electromagnetically induced transparency, pp. 2593-6)에 기초하여 납 증기 (Phys. Rev. Lett. Vol. 77 (1996) APS, USA, M. Jain, H. Xia, G. Y. Yin, A. J. Merriam, and S. E. Harris, Efficient nonlinear frequency conversion with maximal atomic coherence, pp. 4326-9)와 희토류 물질 (Pr^{3+})이 도핑된 Y_2SiO_5 를 사용하여 (Phys. Rev. A Vol. 59 (1999) APS, USA, B. S. Ham, P. R. Hemmer, and M. S. Shahriar, Efficient phase conjugation via two-photon coherence in an optically dense crystal, R2583-6) 증명한 바 있다. 이러한 상태밀도함수 ρ 는 상태함수 $|\psi\rangle$ 에

의해 다음과 같이 표현된다 (M. O. Scully and M. S. Zubairy, *Quantum optics*, Cambridge University Press (1997) New York, N.Y., USA).

$$<11> \quad \rho = |\Psi\rangle\langle\Psi| \quad (1)$$

$$<12> \quad |\Psi\rangle = \sum_i a_i(t) \exp(-i\varepsilon_i t/\hbar) |u_i\rangle. \quad (2)$$

<13> 도 1 은 전자기파 ω_2 가 $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ 에 공진할 때, 전자기파 ω_1 의 공진 주파수로부터 차이인 δ_1 의 함수로 나타내어지는 두 양자 결맞음 $\text{Re}(\rho_{12})$ 와 단양자 결맞음 $\text{Im}(\rho_{13})$ 을 나타낸다. 도 1 의 계산에 쓰인 parameter 값은 반도체 양자우물구조의 intersubband에 근거한다 (C. Weisbuch and B. Vintger,

Quantum Semiconductor Structures, Academic Press (1991) San Diego, CA, USA). 도 1에서 $\text{Re}(\rho_{12})$ 는 δ_1 이 0에 가까워질수록 점점 강해지는 반면, $\text{Im}(\rho_{13})$ 는 반대로 약해짐을 알 수 있다. 즉, 물리적으로 $\text{Re}(\rho_{12})$ 의 (-)값이 증가함은 굴절률이 증가함을 의미하며, $\text{Im}(\rho_{13})$ 의 (-)값이 감소함은 전자기파가 물질에 흡수되는 정도가 약해짐을 의미한다. 물론 도 1에서 두양자 결맞음의 세기 ($[\text{Re}(\rho_{12})]^2$)는 ω_2 와 같은 주파수 혹은 비슷한 주파수를 갖는 ω_p 의 작용으로 비축된 4 파장섞임파 ω_d ($\omega_d = \omega_1 + \omega_2 - \omega_p$)로 검출된다. 여기서 비축된 4 파장섞임파의 크기가 두양자 결맞음의 세기에 비례하는 것은 이미 실험을 통해서 증명되었다 (Phys. Rev. A Vol. 59, (1999) APS, USA, B. S. Ham, P. R. Hemmer, and M. S. Shahriar, Efficient phase conjugation via two-photon coherence in an optically dense crystal, pp. R2583-6). 도 1에 나타난 바와 같이 δ_1 이 $\pm\omega_2$ 이상 비공진 되었을 때 4 파장섞임파 ω_d 를 생성하는 두양자 결맞음 $\text{Re}(\rho_{12})$ 는 ~ 0 으로 되어 오직 공진 주파수 근처에서만 두양자 공진에 의해 그 효과를 나타냄을 알 수 있다. 여기서 유의할 점은 $\delta_1 = 0$ 에서 ω_d 즉 $[\text{Re}(\rho_{12})]^2$ 의 선폭 (spectral width)은 γ_{31} (10 THz)보다 훨씬 좁아 선폭 좁아짐의 효과가 나타남을 볼 수 있다. 또한 이 선폭 좁아짐은 흡수계수가 큰 물질을 통과할 때 더욱 심하게 나타나게 된다 (Phys. Rev. Lett. Vol. 79 (1997) APS, USA, Spectroscopy in dense coherent media: line narrowing and interference effects, M. D. Lukin, M. Fleischhauer, A. S. Zibrov, H. G. Robinson, V. L. Vblichansky, L. Hollberg, and M. O. Scully, 2959-62). 도 1의 물질-전자기파 상호작용으로 인한 Hamiltonian matrix는 다음과 같다.

$$<14> \quad H = \hbar/2\pi \{ -\delta_1 |1\rangle\langle 1| - |2\rangle\langle 2| - |3\rangle\langle 3| - 1/2(\Omega_1 |1\rangle\langle 3| + \Omega_2 |2\rangle\langle 3|) + \text{H.c.} \}, \quad (3)$$

<15> 여기서 $\delta_1 = \omega_1 - \omega_{ad}$ 이고 Ω_i ($i = 1, 2, 3$) 는 전자기파 $E_i(r, t)$ 의 Rabi 주파수이며, \hbar 는 Planck 상수이다:

$$<16> \quad E_i(r, t) = 1/2 \epsilon_i(t) \exp\{i(\omega_i t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})\} + \text{c.c.}, \quad (4-1)$$

$$\Omega_i = \pi \mu \epsilon_i(t) / \hbar. \quad (4-2)$$

<17> 상태밀도함수 방정식은 Shrödinger 방정식으로부터 다음과 같이 유도된다.

$$<18> \quad |\dot{\Psi}\rangle = -\frac{i}{\hbar} H |\Psi\rangle. \quad (5)$$

<19> 상태밀도함수를 시간에 따른 편미분을 하게되면 Liouville 방정식을 다음과 같이 얻는다.

$$<20> \quad \dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar} [H, \rho] + (\text{decay terms}). \quad (6)$$

<21> 따라서, 시간변화에 따른 상태밀도함수 편미분 방정식은 다음과 같다.

$$<22> \quad \dot{\rho}_{ij} = -\frac{i}{\hbar} \sum_k (H_{ik} \rho_{kj} - \rho_{ik} H_{kj}) - \frac{1}{2} (\gamma_{ik} \rho_{kj} + \rho_{ik} \gamma_{kj}). \quad (7)$$

<23> 관계식 (7)로부터 도 1 의 경우 총 9 개의 다음과 같은 상태밀도방정식을 얻는다.

<24>

$$\begin{aligned}
\dot{\rho}_{11} &= -i\frac{\Omega_1}{2}(\rho_{13} - \rho_{31}) + \Gamma_{31}\rho_{33} - \Gamma_{12}(\rho_{11} - \rho_{22}) \\
\dot{\rho}_{22} &= -i\frac{\Omega_2}{2}(\rho_{23} - \rho_{32}) + \Gamma_{32}\rho_{33} + \Gamma_{12}(\rho_{11} - \rho_{22}) \\
\dot{\rho}_{33} &= -i\frac{\Omega_1}{2}(\rho_{31} - \rho_{13}) - i\frac{\Omega_2}{2}(\rho_{32} - \rho_{23}) - (\Gamma_{31} + \Gamma_{32})\rho_{33} \\
\dot{\rho}_{12} &= -i\frac{\Omega_2}{2}\rho_{13} + i\frac{\Omega_1}{2}\rho_{32} - i(\delta_1 - \delta_2)\rho_{12} - \gamma_{12}\rho_{12} \\
\dot{\rho}_{13} &= -i\frac{\Omega_1}{2}(\rho_{11} - \rho_{33}) - i\frac{\Omega_2}{2}\rho_{12} - i\delta_1\rho_{13} - \gamma_{13}\rho_{13} \\
\dot{\rho}_{23} &= -i\frac{\Omega_1}{2}\rho_{21} - i\frac{\Omega_2}{2}(\rho_{22} - \rho_{33}) - i\delta_2\rho_{23} - \gamma_{23}\rho_{23}
\end{aligned} \tag{8}$$

<25>

위 식에서 $\delta_1 = \omega_1 - \omega_{31}$ ($\omega_{31} = \omega_3 - \omega_1$), $\delta_2 = \omega_2 - \omega_{32}$ ($\omega_{32} = \omega_3 - \omega_2$)이다.

<26>

도 2 는 도 1 의 (inset) 3 단 에너지계를 갖는 물질과 2개의 공진하는 전자기파가 상호작용의 결과로 나타나는 시간에 따른 유도 굴절률 변화를 위 편미분 방정식 (8)에 계수를 대입하여 컴퓨터로 계산한 결과를 나타낸다. 이 계산을 위해 닫힌 계를 가정하여 모든 에너지 준위에 있는 밀도의 총 합은 시간에 따라 항상 일정하도록 했으며 ($\rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} = 1$, ρ_{ii} 는 에너지 준위 $|i\rangle$ 의 밀도이다), 사용한 계수는 앞장 '도면의 간단한 설명 - 도 2'에 나타나 있다. 여기서 변조신호는 ω_2 가 담당하고 ω_1 은 변조될 cw 레이저 입사광이다. 편의상 전자기파 ω_2 의 파형은 직각모양의 pulse 로 가정했다. 시간에 따른 연속적인 전자기파의 상호작용에서 변조신호인 전자기파 ω_2 의 각각의 펄스는 서로 독립적일 수 없으므로 첫 펄스를 제외한 모든 펄스에 대해 바로 앞 펄스에서 계산된 값을 최초값으로 갖도록 했다. 물론 이때 시간에 관계없이 ω_1 은 항상 'on' 상태를 유지하도록 했다. 시간 $t=0$ 일 때 최초값은 $\rho_{11}=1$, $\rho_{22}=\rho_{33}=0$, $P_{ij}(i \neq j)=0$ 으로 가정했다. 이 계산에 쓰인 시간증가분은 각 펄스 길이의 1/100인 10 fs 로 했다. 또한 공식

(8)에서 $\delta_1 = \delta_2 = 0$ 이고, 변조신호는 NRZ binary code로 구성된 ASCII 문자 'KOR'로 각각의 그림 상단에 표시되어 있다. 두양자 굴절률 변화와 단양자 굴절률 변화를 비교하기 위해 라비 주파수 비를 두가지 경우에 대해 각각 도 2(a)와 도 2(b)에서 비교하였다. 도 2(a)에서 비축퇴 4 파장섞임과 ω_d 는 ρ_{12} 의 실수성분의 제곱과 ω_p 의 세기의 곱에 비례하므로 (Opt. Lett. Vol. 24 (1999) OSA, USA, B. S. Ham, M. S. Shahriar, and P. R. Hemmer, Enhancement of four-wave mixing and line narrowing by use of quantum coherence in an optically dense double-A solid, pp. 86-88) ω_p 의 세기가 일정한 조건에서 ω_2 에 의해 변조된 ω_1 의 출력신호 크기는 ρ_{12} 의 실수성분을 계산함으로써 비교할 수 있다. 도 2(a)에서 보듯 $\Omega_1 = \Omega_2$ 일때, 두양자 결맞음의 세기 $[\text{Re}(\rho_{12})]^2$ 는 그 변조된 모양이 변조신호 ω_2 와 거의 일치하며 그 효율역시 100%에 가깝다; 두양자 결맞음 $\text{Re}(\rho_{12})$ 의 최대값은 -0.5이다. 그러나, $\Omega_1 = 0.1\Omega_2$ 일때는 변조신호크기는 상당히 감소함은 물론 ($<1/20$) 변조신호의 소광비도 나빠짐을 알 수 있다. 그 이유는 두양자 결맞음이 $\Omega_1\Omega_2/\Omega^2$ ($\Omega^2 = \Omega_1^2 + \Omega_2^2$)에 비례하기 때문이다.

<27> 도 2(b)는 변조신호 ω_2 에 따른 단양자 결맞음 $\text{Im}(\rho_{13})$ 의 시간에 따른 변화이다. 도 2(b)에서 보듯 단양자 결맞음 $\text{Im}(\rho_{13})$ 은 $\Omega_1 = 0.1\Omega_2$ 일때 그 변조된 모양이 변조신호 ω_2 와 거의 일치하나 $\Omega_1 = \Omega_2$ 일때는 각 변조신호 앞단에서만 변조되고 나머지는 거의 0에 가까워 사실상 변조기로서의 의미를 상실하고 있다. 이같은 이유는 입사되는 전자기파의 세기가 충분히 커서 비흡수 공진 효과가 아주 크기 때문이다. 물론 변조소광비를 높이기 위해서는 각각의 라비 주파수를 줄이면 될 것이나, 이 때 문제는 전체적인 비흡수 공진 효율이 떨어지기 때문에 비 현실적이다. 또한 각 변조신호 앞단에서 입사된 cw 신호 ω_1 은 증폭되는데 ($\text{Im}(\rho_{13}) > 0$) 그 이유는 에너지 준위 $|3\rangle$ 과 $|1\rangle$ 사이에 밀도반전

($\rho_{33} > \rho_{11}$)이 생기기 때문이다 (도 6에서 설명). 이상으로 도 2 에서 상태밀도함수를 풀어 계산한 결과로부터 다음과 같은 결론을 도출할 수 있다. 첫째, 광신호 세기가 큰 cw 레이저를 변조하기 위해서는 도 2(a)에서 보듯 두양자 결맞음을 이용하는 것이 효과적이다. 둘째, 광신호세기가 미약한 cw 레이저를 변조하기 위해서는 도 2(b)에서 보듯 단양자 결맞음을 이용하는 것이 효과적이다. 셋째, 두양자 결맞음은 비축퇴 4 파장섞임진행을 통해 광학적으로 검출되며 그 신호는 증폭가능하므로 (Opt. Lett. 20 (1995) OSA, USA, P. R. Hemmer, D. P. Katz, J. Donoghue, M. Cronin-Golomb, M. S. Shahriar, and P. Kumer, Efficient low-intensity optical phase conjugation based on coherent population trapping in sodium, pp. 982-4) 실제 사용된 반도체 레이저의 세기보다 큰 변조신호를 얻을 수 있다.

<28> 도 3 은 도 2(a)에서 증명한 양자변조기의 변조대역을 보여준다. 점선 (i)는 도 2(a)의 parameter를 사용하여 얻은 10-THz 광변조 계산이다. 변조신호 ω_2 의 펄스폭이 길어질수록 두양자 결맞음의 세기는 증가하는데 이 이유는 유도결맞음 생성(coherence excitation)이 변조신호만큼 빠르지 않기 때문이다. 이 문제를 해결하기 위해서는 Ω_2 (Ω_1)의 세기를 증가시키거나 relaxation rate

γ_{12} 를 증가시키면 된다; 공식 (8) 참조. 도 3 의 실선 (ii)은 γ_{12} (Γ_{12})가 10 (1) GHz 에서 5 (2) THz로 증가되었을 때 두양자 결맞음의 생성시간이 빨라짐을 보여준다. 물론 γ_{12} 는 두양자 결맞음의 세기를 약화시키는 원인을 제공하므로 그 크기는 감소하게 된다. 도 3 에서 보여주는 또 다른 중요한 점은 이 변조속도는 사용한 물질의 relaxation time T_1 이 0.2 ps이었으므로 기존의 광스위치의 속도한계인 T_1 을 극복함을 보여준다. 이러한 T_1 한계극복은 본 저자가 이미 출원한 '양자스위치'에 잘 나타나 있다: 출원번호 10-2000-0033724. 도 3 의 파선 (iii)은 변조신호 Ω_2 의 펄스길이가 0.1 ps에서 0.1 μ s로 늘어났을 때의 두양자 결맞음의 세기인데 완전한 펄스모양을 보이고 있다. 이러한 변조신호 Ω_2 와 동일한 모양의 복원은 그림 3(b)에서 보듯 변조신호 Ω_2 의 펄스길이가 0.2ps 일때 이미 형성된다. 따라서 도 3 은 첫째, 비흡수 공진으로 유도된 두양자 결맞음을 이용한 광변조기의 변조대역폭은 10 THz 이고, 둘째, 그 변조대역폭은 기존 광스위치의 한계인 relaxation time T_1 을 극복함을 증명한다.

<29> 도 4 는 도 1, 2, 3 에서 보인 두양자 결맞음을 이용한 양자변조기 구현을 위한 구조이다. 도 4(a)는 두양자 결맞음을 이용한 양자변조기를 구현하기 위한 시스템의 에너지 준위와 그에 작용하는 전자기파들이다. 도 4(b)는 본 발명 양자변조기에 있어 같은방향 진행구도이고 도 4(c)는 반대방향 진행구도로써 phase conjugation 에 쓰인다. 도 4(c)에서 ω_c 는 도 4(b)의 ω_d 에 해당한다. 도 4 에서 변조될 신호는 ω_1 이고 변조하는 control은 ω_2 이다. 도 1 에서 보였듯이 전자기파 ω_1 과 ω_2 가 각각 에너지 준위 $|1\rangle - |3\rangle$ 와 $|2\rangle - |3\rangle$ 에 공진할 때 ($\delta_1 = \delta_2 = 0$) 신호 ω_1 은 비축퇴 4 파장섞임과 ω_d (ω_c)로 나타난다. 여기서 변조된 신호 ω_d 는 원래신호 ω_1 과 같은 주파수를 유지한다 ($\omega_d = \omega_1 + \omega$

$2-\omega_p$). 도 4(a)에서 모든 전자기파는 서로 그 진행방향이 일치하지 않기 때문에 ω_p 에 의해 생성된 비축퇴 4 파장섞임변환인 ω_d 가 다른 전자기파로부터 완전히 분리되는 장점을 제공한다. 예를 들면 ω_1 과 ω_2 에 의해 유도된 두양자 결맞음은 에너지 준위 $|1\rangle - |2\rangle$ 사이에 위상격자로 나타나게 되는데 이들 위상격자의 크기는 Bragg grating을 만족하는 ω_p 에 의해 비축퇴 4 파장섞임파로 검출된다: $k_d=k_1+k_2-k_p$, k_i 는 ω_i 의 진행방향. 도 4 의 각 전자기파는 단일 렌즈를 통해 양자변조될 물질인 3 단 에너지 계에 입사하면 제 1 도에서 설명한 유도 결맞음은 쉽게 극대화된다: $\Omega \propto |E|$.

<30> 도 5 는 도 1, 2 에서 보인 단양자 결맞음을 이용한 양자변조기 구현을 위한 구조이다. 도 5 에서 변조될 신호는 ω_1 (cw)이고 변조하는 control은 ω_2 (pulse)이다. 도 1 에서 보였듯이 전자기파 ω_1 과 ω_2 가 각각 에너지준위 $|1\rangle-|3\rangle$ 와 $|2\rangle-|3\rangle$ 에 공진할때 ($\delta_1=\delta_2=0$) 신호 ω_1 은 비흡수 공진으로 인한 단양자 굴절률 $\text{Im}(\rho_{13})$ 에 심대한 변화 즉, 흡수 없는 진행이 나타난다 (도 2(b) 참조). 즉 control ω_2 가 존재할 때만 cw 신호 ω_1 은 물질에 흡수없이 진행하여 ω_2 에 따라 변조되게 된다. 도 5 에서처럼 두 전자기파가 서로 그 진행방향이 일치하지 않으면 ω_1 이 ω_2 로부터 공간적으로 완전히 분리되는 장점을 제공한다. 도 5 의 각 전자기파는 단일 렌즈를 통해 양자변조될 물질인 3 단 에너지 계에 입사하면 제 1 도에서 설명한 유도 결맞음은 쉽게 극대화된다: $\Omega \propto |E|$.

<31> 도 6 은 도 2(b)의 $\text{Im}(\rho_{13})$ 에서 나타나는 각 펄스 앞단에서 나타나는 이득근거에 관한 것이다. 도 6에서 점선은 도 2(b)에 있는 $\Omega_1=\Omega_2$ 일때의 $\text{Im}(\rho_{13})$ 이며 실선은 에너지 준위 $|3\rangle$ 과 $|1\rangle$ 의 밀도차이다. 공식 (8)과 도 6에서 보듯 단양자 결맞음 $\text{Im}(\rho_{13})$ 의 이득은 밀도반전으로부터 기인함을 알수있다.

【발명의 효과】

<32> 이상에서 기술한 바와 같이 본 양자변조기는 비흡수 공진 - 전자기 유도투과에 기인한 단양자, 두양자 굴절률 변화에 기초하여, 현재 광변조기 기술과는 전혀 다른뿐만 아니라 현재 광스위치의 속도한계인 relaxation time T_1 을 극복하여 예를들면 양자우물 구조 intersubband를 이용하여 DC-10 THz 변조대역폭을 구현하기 위한 양자변조기의 이론과 구조를 제공한다. 특히 본 양자변조기의 특징은 비흡수 공진-전자기 유도투과에 기초한 선폭좁아짐과 신호증폭도 가능하다.

【특허청구범위】**【청구항 1】**

광변조기에 있어서, 3 단 에너지계와 2 개의 서로다른 공진하는 전자기파가 상호작용할 때 생기는 비흡수 공진-전자기 유도투과현상에 기초한 단양자 결맞음과 두양자 결맞음의 굴절률 변화에 기초하는 양자변조기.

【청구항 2】

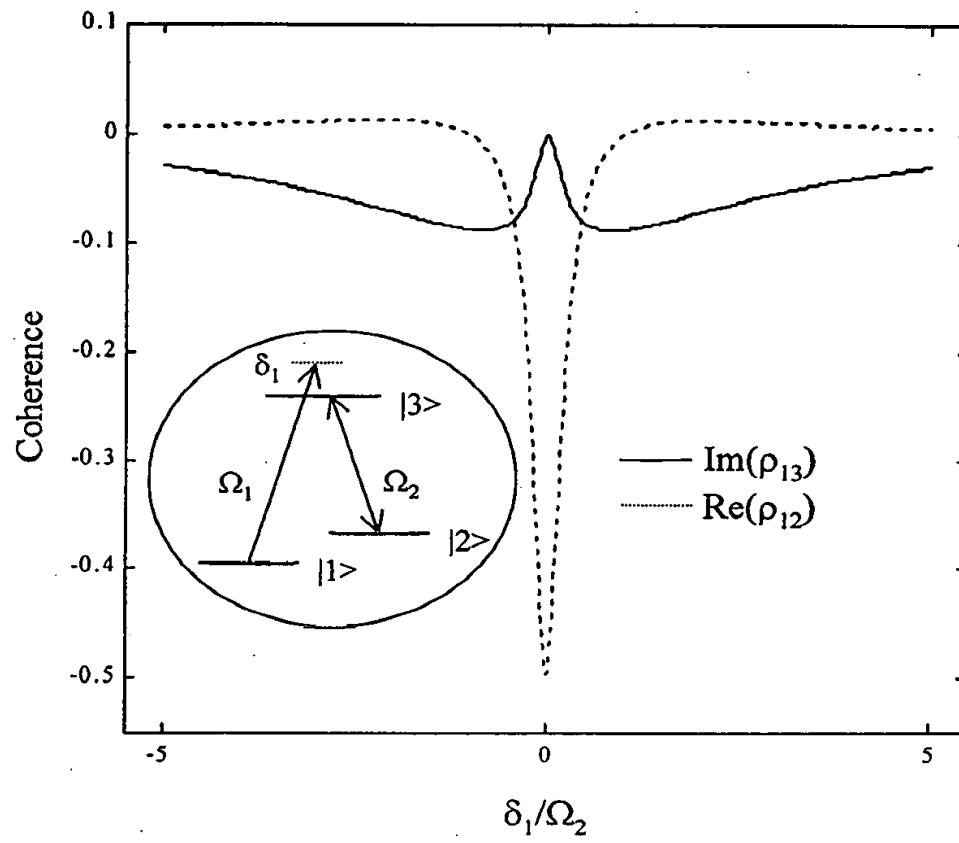
제 1 항에 있어서, 두양자 결맞음을 이용하는 비축퇴 4 파장섞임진행을 통한 양자변조기.

【청구항 3】

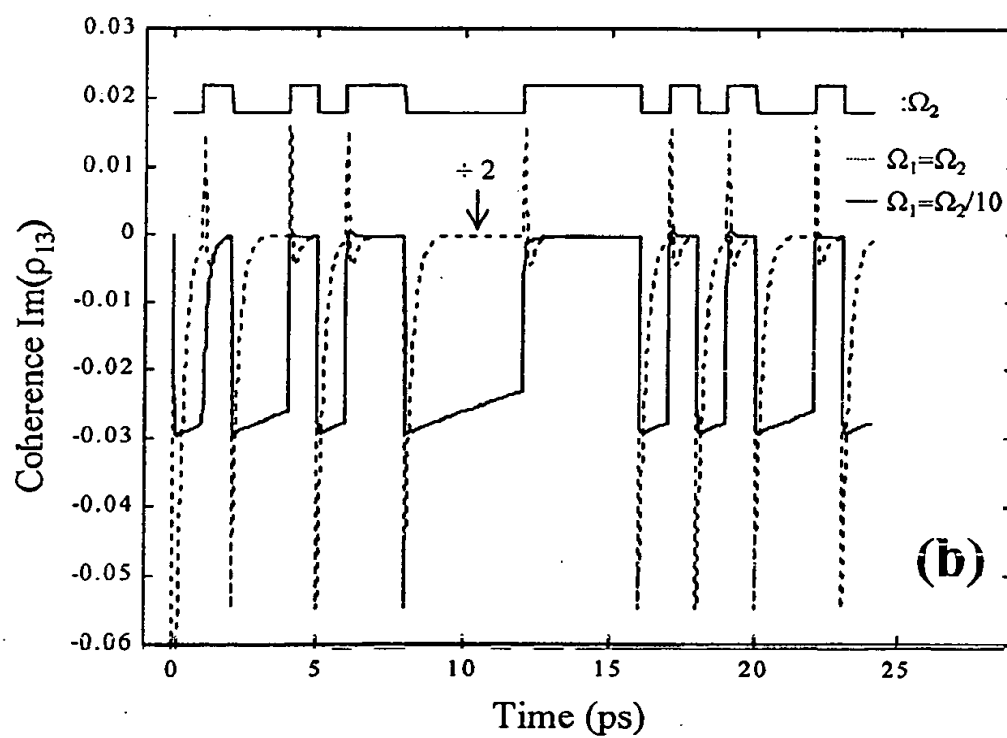
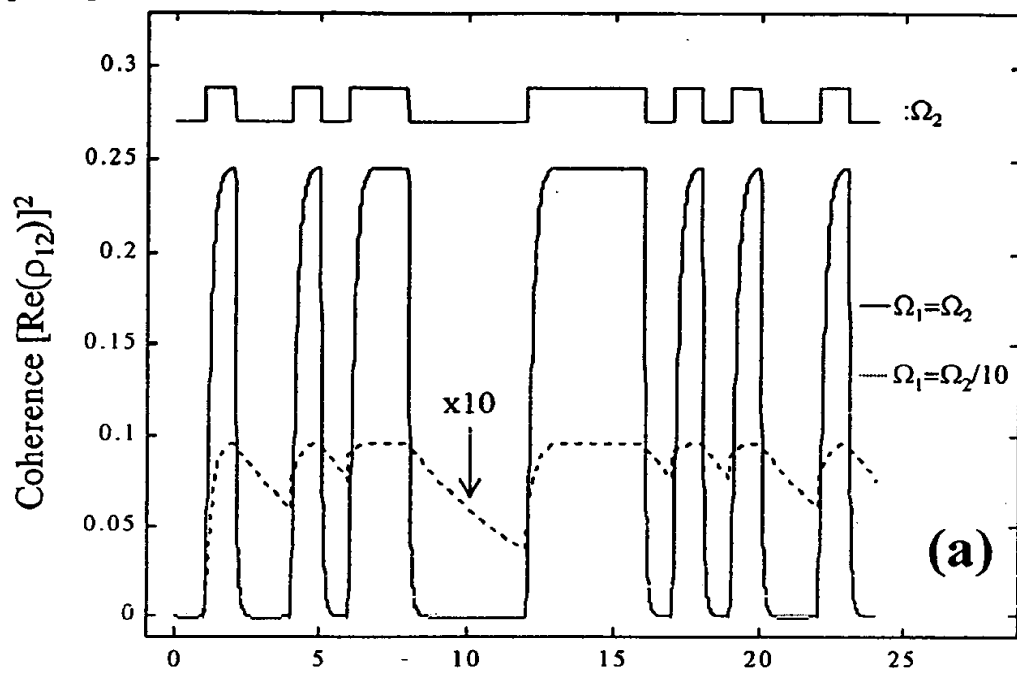
제 1 항에 있어서, 단양자 결맞음을 이용하는 전자기 유도투과를 통한 양자변조기.

【도면】

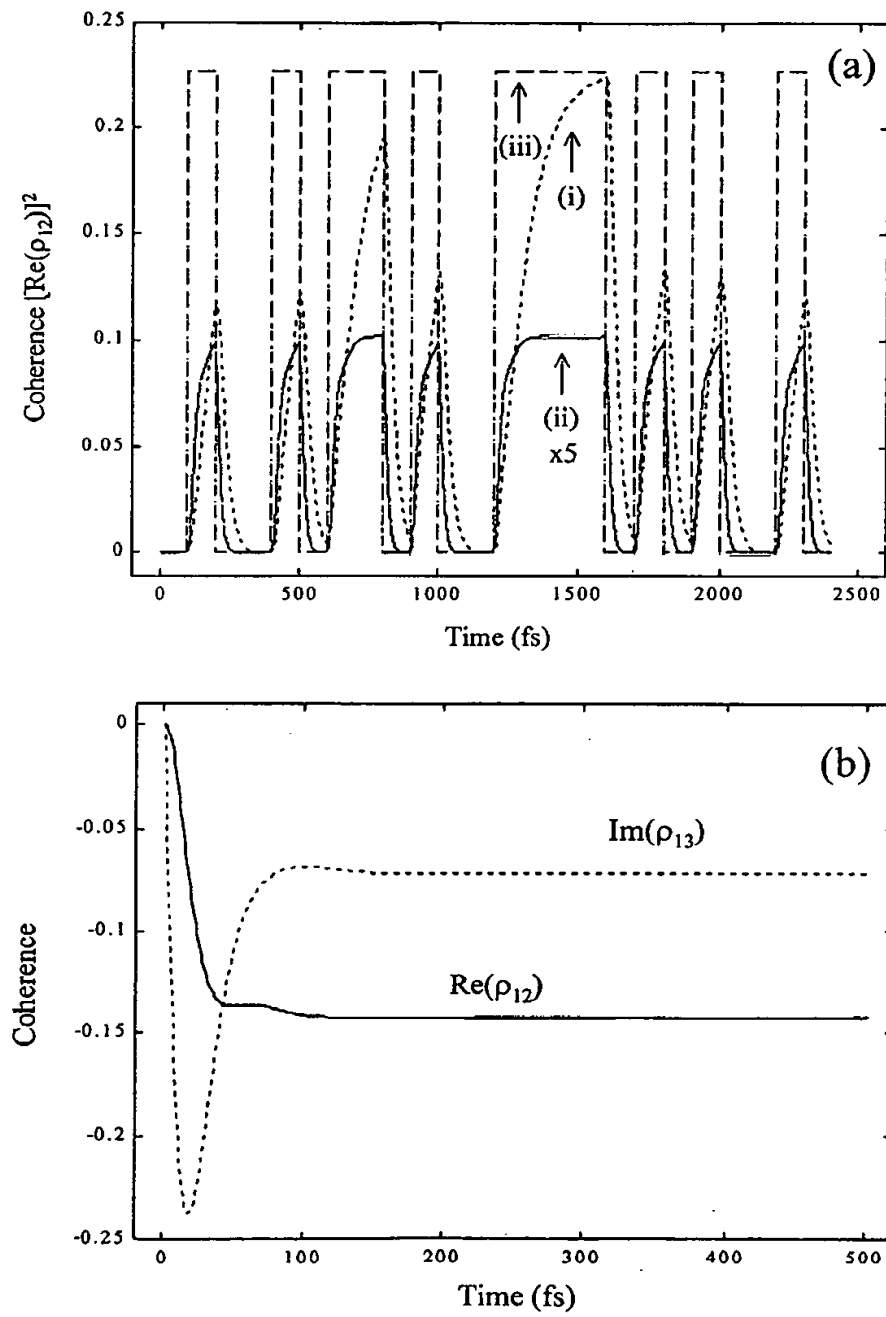
【도 1】



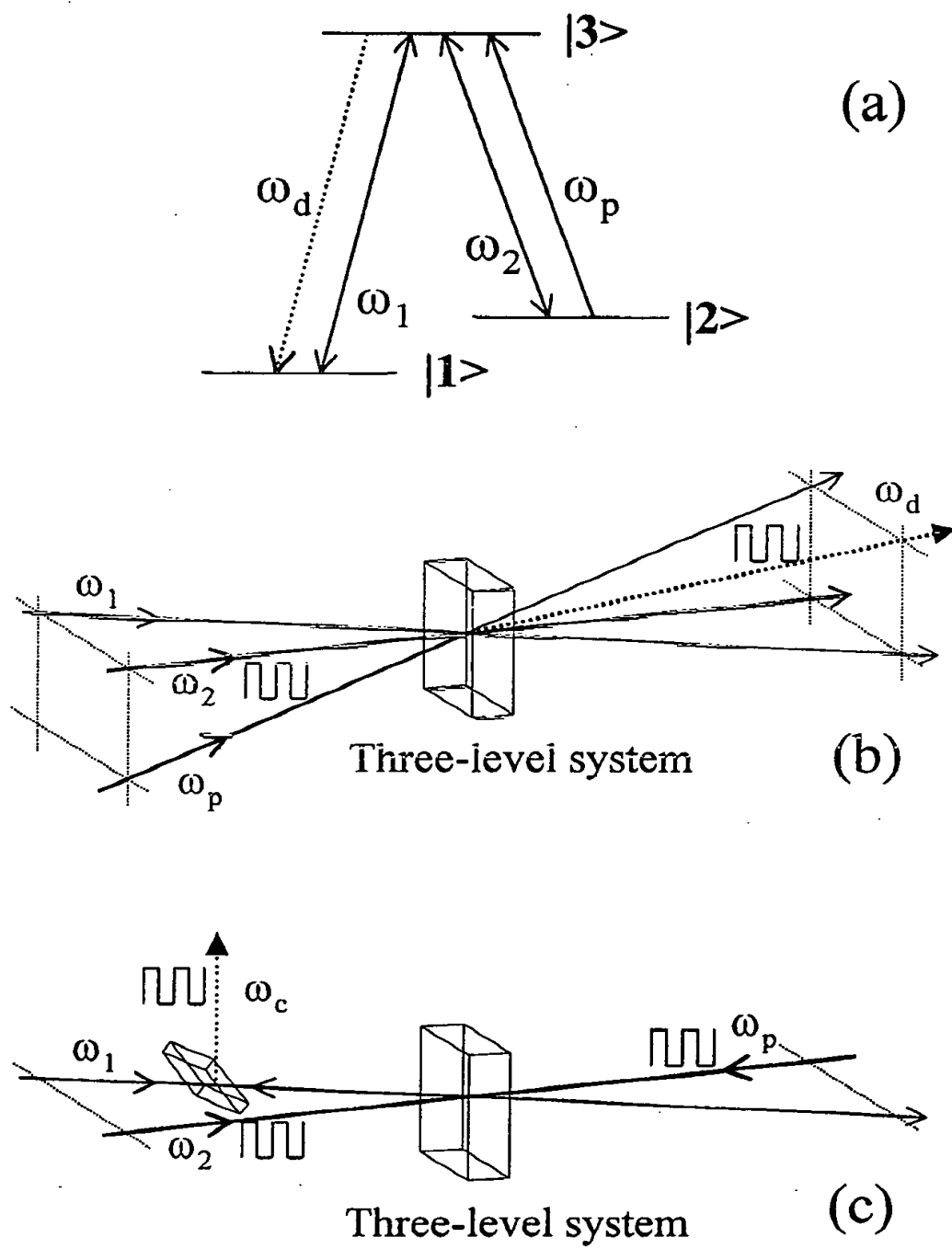
【图 2】



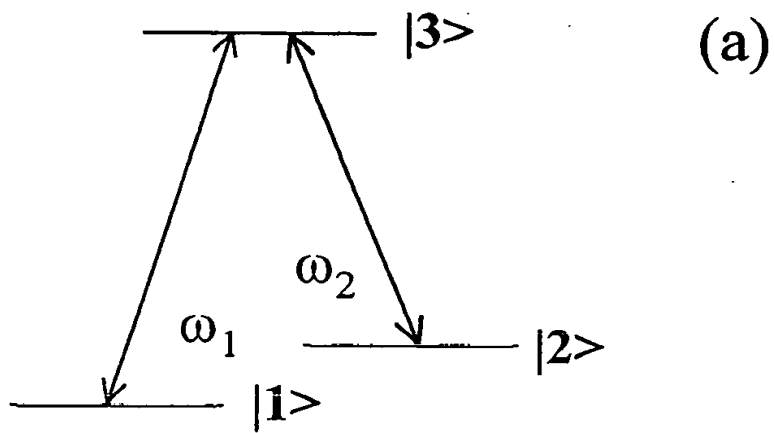
【도 3】



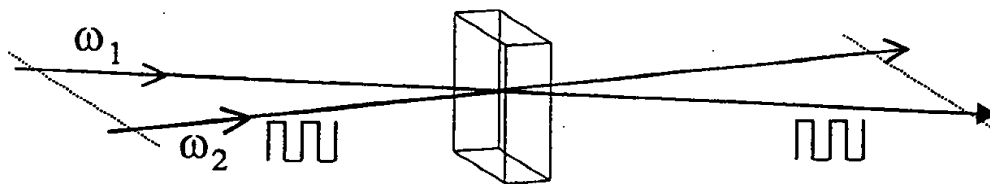
【도 4】



【도 5】

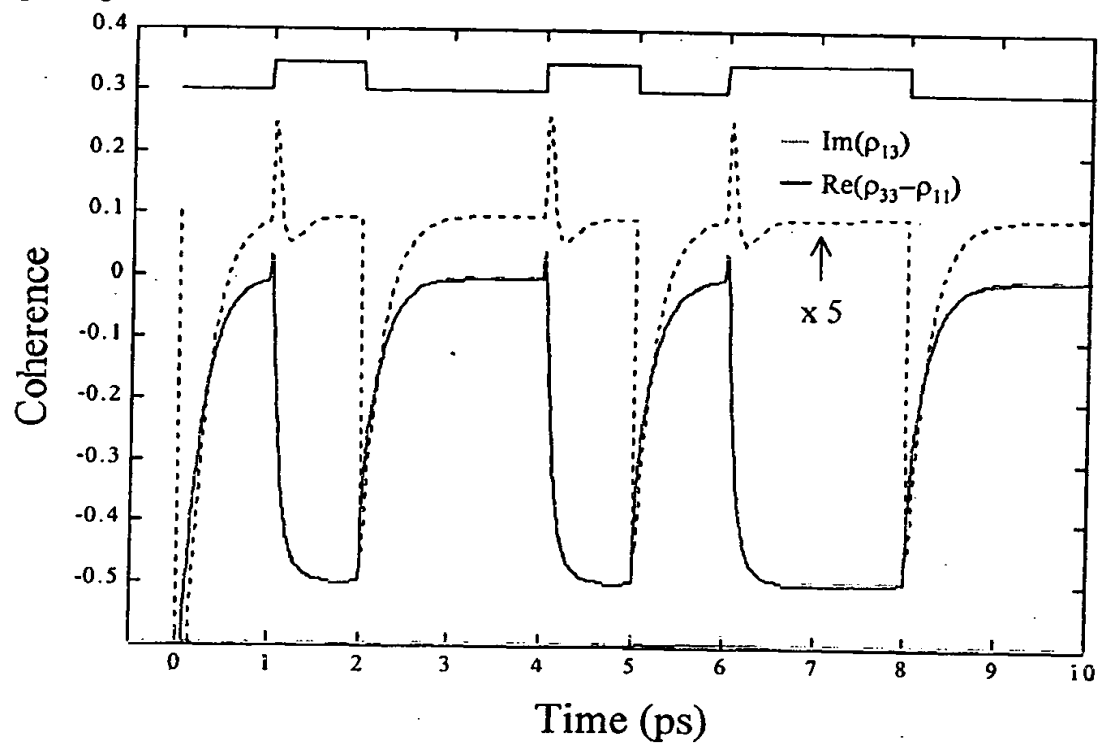


(b)



Three-level system

【도 6】



【서류명】	서지사항보정서
【수신처】	특허청장
【제출일자】	2000.08.11
【제출인】	
【성명】	함병승
【출원인코드】	420000291442
【사건과의 관계】	출원인
【사건의 표시】	
【출원번호】	1020000038721
【출원일자】	2000.07.06
【심사청구일자】	2000.07.06
【발명의 명칭】	양자변조기
【제출원인】	
【발송번호】	152000002856267
【발송일자】	2000.08.01
【보정할 서류】	특허출원서
【보정할 사항】	
【보정대상 항목】	수수료
【보정방법】	납부
【보정내용】	
【수수료】	미납수수료
【취지】	특허법시행규칙 제13조·실용신안법시행규칙 제12조의 규정에 의하여 위와 같이 제출합니다.
【수수료】	
【보정료】	0
【기타 수수료】	2100
【합계】	2100
【첨부서류】	기타첨부서류(보정통지서 사본)1통